Absorptionsmessung der kosmischen Strahlung mit dem Szintillationszähler

Inauguraldissertation

der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Bern
zur Erlangung der Doktorwürde vorgelegt von

Christof Burckhardt
von Zürich und Basel

Gekürzte, von der Fakultät genehmigte Fassung.
Mikrofilmkopien der ungekürzten Dissertation sind von der Stadt- und Hochschulbibliothek Bern erhältlich.

Buchdruckerei Birkhäuser AG., Basel
1956

Absorptionsmessung der kosmischen Strahlung mit dem Szintillationszähler

Inauguraldissertation

der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Bern
zur Erlangung der Doktorwürde vorgelegt von

Christof Burckhardt
von Zürich und Basel

Gekürzte, von der Fakultät genehmigte Fassung.
Mikrofilmkopien der ungekürzten Dissertation sind von der Stadt- und Hochschulbibliothek Bern erhältlich.

Buchdruckerei Birkhäuser AG., Basel
1956

Von der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät auf Antrag des Herrn Prof. Dr. F. G. Houtermans angenommen.

Bern, den 8. Dezember 1955.

Der Dekan:
Prof. Dr. W. Feitknecht.

Sonderabdruck aus Helvetica Physica Acta, 29. Jahrgang, Nr. 5–6, 1956.

Absorptionsmessung der kosmischen Strahlung mit dem Szintillationszähler

von **C. Burckhardt***)
Physikalisches Institut der Universität Bern

1. Einleitung.

Die ersten systematischen Untersuchungen über das Absorptionsverhalten der kosmischen Strahlung in dichtem Material wurden 1932 von Rossi[1]) ausgeführt. Dabei konnte er zwei Komponenten der kosmischen Strahlung unterscheiden, die er als „harte" und als „weiche" Komponente bezeichnete. Bei der letzteren fand er einen sehr deutlich ausgeprägten „Übergangseffekt", d. h. eine mit wachsender Absorberdicke zunächst zunehmende Intensität der gemessenen Strahlung.

Diese Einteilung der kosmischen Strahlung ist sehr lange benutzt worden, und noch 1948 ging Rossi[2]) in einer zusammenfassenden Darstellung von diesem Bilde aus.

Inzwischen sind unsere Kenntnisse von der kosmischen Strahlung sehr verbessert worden. Daher hat sich eine „genetische" Betrachtungsweise durchgesetzt, die von der physikalischen Natur der Teilchen ausgeht und dementsprechend zwischen „Nukleonen-, μ-Mesonen- und Elektron-Photon-Komponente" unterscheidet. Man weiss heute auch, dass zwischen diesen drei Komponenten vielfache Wechselbeziehungen bestehen.

Die Absorption der Nukleonenkomponente wurde in letzter Zeit hauptsächlich mit photographischen Platten und mit Szintillationszählern untersucht.

Die Sterne in photographischen Platten werden vor allem durch die Nukleonenkomponente der kosmischen Strahlung erzeugt. Nach

*) Jetzt am Battelle Memorial Institute, Genf.

dem heutigen Bild, das man sich von der Kernzertrümmerung durch kosmische Strahlung macht, nimmt man an, dass ein energiereiches einfallendes Nukleon innerhalb des Kernes eine Nukleonenlawine auslöst, die eine allgemeine Aufheizung und nachfolgende Verdampfung des Kernes zur Folge hat. Bei den Sternen in Photoplatten sehen wir geladene Partikel der eigentlichen Explosion, d.h. schnelle Protonen, grössere Kernbruchstücke und Mesonen als „dünne" und „graue" Spuren, während die geladenen Verdampfungsnukleonen als mehr oder weniger isotrop verteilte „schwarze" Spuren in Erscheinung treten und meist nur noch Energien unterhalb von 30 MeV haben. Für die Erzeugung weiterer Sterne sind die Verdampfungsnukleonen meist zu energiearm, hingegen können Nukleonen oberhalb 30 MeV weitere Kernverdampfungen erzeugen, ebenso die genannten Mesonen, sofern sie nicht vorher zerfallen.

Schon 1940 haben Heitler, Powell und Heitler[3]) einen Übergangseffekt an schwarzen Einzelspuren in Photoplatten, die sie unter verschiedenen Bleidicken auf 3500 m exponiert hatten, gefunden. Das Maximum liegt bei 1 bis 2 cm Blei und hat eine Höhe von 20%. An Sternen wurden Übergangseffekte zum ersten Male von Bernardini, Cortini und Manfredini[4]) nachgewiesen. Hinter Blei fanden sie auf 3500 m Höhe eine Zunahme der Sternhäufigkeit von 20% gegenüber Luft. Einen ausgeprägten Übergangseffekt finden Lord und Schein[5]) bei ihren in verschiedenen Tiefen eines Bleiabsorbers auf Ballonhöhe exponierten Photoplatten. Sie konnten zeigen, dass das Maximum von 1 bis 2 cm Blei für kleine Sterne (2—3 Spuren) ausgeprägter ist als für grosse und dass für Einzelspuren der Übergangseffekt noch ausgeprägter auftritt (80% Überhöhung).

Ein Maximum der Sternhäufigkeit bei etwa 1 cm Blei und 2 cm Aluminium finden Malaspina und Mitarbeiter[6]) mit einer übersichtlichen geometrischen Anordnung in 4500 m Höhe (Überhöhung 8%). Sie zeigen auch, dass Platten, die über einem Absorber exponiert worden sind, eine grössere Sternhäufigkeit haben als in der Luft exponierte Platten (Albedoeffekt). Für Sterne mit 3 Spuren beträgt die Zunahme auf Blei 20%.

Ebenfalls in der Stratosphäre messen Shapiro und Mitarbeiter[7]) Übergangseffekte hinter Blei. Sie berichten von einer komplizierten Struktur der Übergangskurve mit drei Maxima, die aber möglicherweise auf die etwas ungewöhnliche Geometrie zurückgeführt werden kann. Ebenfalls mehr als ein Maximum finden Schopper, Hoecker und Roessle[8]) in einer ähnlichen geometrischen Anordnung. Sie verwenden für ihre Messungen einen Absorber von spezieller Form,

den sie $\cos^2$-Absorber nennen und der unter Berücksichtigung der effektiven Winkelverteilung der einfallenden Nukleonenkomponente so konstruiert wurde, dass er sich für verschiedene Absorbertiefen näherungsweise wie ein halbkugelförmiger Absorber verhält, wobei die Photoplatten entlang der vertikalen Achse exponiert werden. Bei einem solchen Absorber aus Blei liegt ein erstes Maximum der Sternhäufigkeit von 35% Überhöhung bei 1,2 cm und ein zweites, flacheres bei 20 cm. ROESSLE und SCHOPPER[9]) dehnen in einer neueren Arbeit ihre Untersuchungen auf die Absorbermaterialien Eisen, Zinn und Graphit aus, finden gleiche Übergangseffekte und geben eine ausführliche Diskussion der Resultate. Mit Hilfe der heute bekannten Teilchen der kosmischen Strahlung ist es ihnen nicht möglich, die gefundenen Übergangseffekte hinsichtlich ihrer Lage und ihrer Höhe zu erklären.

Die Messung mit dem Szintillationszähler hat gegenüber der Messung mit Photoplatten den Nachteil, dass bei ionisierenden Ereignissen in einem bestimmten Energieintervall nicht unterschieden werden kann zwischen Elekronenschauern, Durchgang einzelner geladener Teilchen hoher Ionisation und eigentlichen Sternen. Dafür aber hat man die Möglichkeit einer einfachen Messung des Energieverlustes durch Ionisation pro Ereignis im Szintillationskristall. Ferner kann man mittels Koinzidenzanordnung Aufschluss über die Natur der das Ereignis auslösenden Komponente erhalten. Um die Messung des Energieverlustes ionisierender Ereignisse im Kristall mit der Messung von Sternen in Photoplatten vergleichen zu können, braucht man einen Anhaltspunkt über den jeweiligen gesamten Energieverlust durch Ionisation bei Sternen einer bestimmten Grösse in Photoplatten. Da die genannten Übergangseffekte zur Hauptsache bei kleinen, neutral ausgelösten Sternen niedriger Energie gefunden werden, können wir für die Abschätzung des Zusammenhanges zwischen Zahl der „schwarzen" und „grauen" Spuren N_h und Primärenergie E bei Sternen die von BROWN und Mitarbeitern[10]) verwendete, nur statistisch gültige Beziehung verwenden:

$$E = (37\, N_h + 4\, N_h^2)\ \text{MeV}.$$

Dieser Formel ist ein Proton-Neutron-Verhältnis 1:1,25 zugrundegelegt und eine Ablösearbeit pro Proton von 8 MeV. Vierersterne entsprechen folglich einem mittleren Ionisationsverlust von 60 MeV, Dreiersterne einem solchen von 40 und Zweiersterne einem von 24 MeV. Ein derartiger Energieverlust kann aber auch durch einzelne geladene Teilchen hervorgerufen werden. Parallel zu ihren

Messungen mit Photoplatten[9]) haben Kuhn und Schopper[11]) mit den gleichen Absorberformen und -materialien und einem Szintillationskristall auf 3000 m Höhe ionisierende Ereignisse bei verschiedenen Energiestufen gezählt und ähnliche Kurven wie bei den Photoplattenmessungen erhalten. Mit einem Bleiabsorber finden sie für Ereignisse > 25 MeV ein erstes Maximum bei 2 cm Blei mit einer Überhöhung von fast 200% und ein zweites, flacheres bei 18 cm Blei.

2. Das Ziel der vorliegenden Messung.

Wir haben uns vorgenommen, eine Absorptionsmessung der sternerzeugenden Komponente mit einem Szintillationszähler durchzuführen und dabei das Hauptgewicht auf eine übersichtliche geometrische Anordnung zu legen. Der „ideale Absorber" ist eben, unendlich ausgedehnt, veränderlich in der Dicke und besteht nur aus einer Atomsorte. Angenähert kann ein solcher Absorber realisiert werden durch grosse dünne Platten, deren seitliche Ausdehnung gegenüber der geometrischen Kernstosslänge im Absorbermaterial gross ist und die aufeinandergeschichtet werden können. Wir wollen im folgenden abschätzen, wie gross der Materialbedarf für unsere Messung bei den gebräuchlichen Absorbermaterialien wird. Die maximale Dicke, bis zu welcher man messen muss, um deutlich über das von Schopper und Mitarbeitern[8])[9])[11]) gemessene zweite Maximum in der Absorptionskurve zu kommen, entspricht der doppelten geometrischen Kernstosslänge l. Bei einem Absorber von quadratischem Grundriss und einer Kantenlänge von n-facher Stosslänge brauchen wir $2\,n^2\,l^3$ Material. Die folgende Tabelle gibt uns Aufschluss über die erforderlichen Massen, für $n = 6$.

Material	Dichte	Kernstosslänge	Masse
Wasser	1,0 g cm^{-3}	60 g cm^{-2}	15,7 t
Kohle (Graphit) .	1,7 g cm^{-3}	60 g cm^{-2}	5,4 t
Eisen	7,8 g cm^{-3}	100 g cm^{-2}	1,2 t
Blei	11,3 g cm^{-3}	160 g cm^{-2}	2,2 t

Um entscheiden zu können, ob die ionisierenden Ereignisse im Szintillationskristall durch neutrale oder geladene Teilchen ausgelöst werden, bringt man über dem Kristall einen weiteren Szintillator an, der beim Durchgang eines geladenen Teilchens einen elektrischen Impuls auslöst. Mit Hilfe einer elektronischen Einrichtung

können die ionisierenden Ereignisse im Szintillationskristall nach der Grösse des Energieverlustes im Kristall sortiert und entsprechend der Charakterisierung „neutral ausgelöst" oder „geladen ausgelöst" registriert werden.

Wie wir wissen, findet man Übergangseffekte in Photoplatten besonders bei den neutral ausgelösten Sternen mit drei Spuren, was im Szintillator einem mittleren Energieverlust von 40 MeV entspricht. Ganz kleine Sterne, d. h. solche mit Spuren unter 50—60 μ Reichweite, werden bei Photoplattenmessungen wegen der Verwechslungsmöglichkeit mit radioaktiven Zerfallsprozessen nicht berücksichtigt. Mit dem Szintillationszähler können wir aber das Energieintervall so weit nach unten ausdehnen, bis wir in den Bereich radioaktiver Prozesse kommen. Praktisch liegt diese Grenze bei ca. 5 MeV.

Die kosmische Strahlung kommt bei uns zum grössten Teil aus dem oberen Halbraum; allerdings liefern bei der uns interessierenden Nukleonenkomponente niedriger Energie Verdampfungsnukleonen von Kernexplosionen aus tiefer gelegenen Schichten einen merklichen Beitrag. Wir haben daher bei Absorptionsmessungen auf die Rückstreuung von unten zu achten. Der Einfluss der Rückstreuung lässt sich grundsätzlich nicht eliminieren, es ist aber mindestens wünschenswert, die Rückstreuung konstant zu halten. Um den Einfluss des Schattens des Absorbers klein zu halten, wird die Apparatur in eine möglichst grosse, konstruktiv noch tragbare Höhe über dem Erdboden gestellt.

3. Die Apparatur.

Als Absorber werden Roheisenplatten der Grösse $80 \times 130 \times 5$ cm und Flusseisenplatten von $50 \times 50 \times 2$ cm verwendet. Für die Messung wurden Eisenplatten im Freien auf einem Gestell von 3 m Höhe aufeinandergeschichtet. Die Anordnung der Platten und des Szintillationszählers ist in Fig. 1 ersichtlich. Das Gehäuse des Zählers enthält auch die Vorverstärker, welche die elektrischen Impulse des Photomultipliers über ein 50 m langes Kabel auf den elektronischen Hauptteil der Apparatur übertragen. Ferner werden durch einen Thermostaten die beiden Szintillatoren auf einer konstanten Temperatur von ca. 45° C gehalten.

Der für Zählung verwendete NaJ—Tl-Kristall hat die Form eines Zylinders von 37 mm Durchmesser und 22 mm Höhe und somit eine Masse von 85 g. Die Spannungsimpulse am Ausgang des damit in optischem Kontakt stehenden Photomultipliers (Kanal I) sind pro-

portional dem Energieverlust durch Ionisation irgendeines sich im Kristall abspielenden Ereignisses. Um unterscheiden zu können, ob ein solches Ereignis von einem geladenen oder von einem neutralen Teilchen ausgelöst worden ist, befindet sich über dem Kristall ein Glasgefäss, das als Szintillator eine Lösung von 5 g/l Terphenyl in *m*-Xylol enthält. Zwei elektrisch parallel geschaltete Photomultiplier (Kanal II) berühren seitliche Vertiefungen des Glasgefässes, so dass ihre Kathoden die Flüssigkeit auf allen Seiten des Kristalles „sehen".

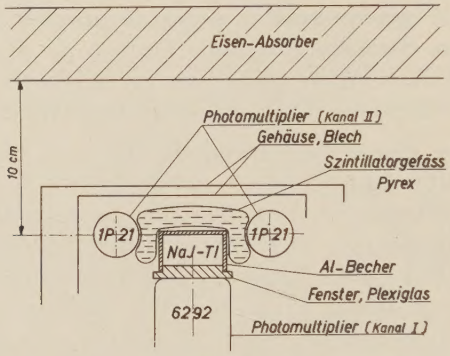

Fig. 1.
Anordnung des Szintillationszählers.

Die Impulse aus Kanal I und II werden nach Durchlaufen des Kabels verstärkt und gelangen über Spannungsdiskriminatoren auf eine Mischstufe, die bei Antikoinzidenz (I—II) der Impulse ein Signal liefert. Ferner werden die Impulse des NaJ—Tl-Kristalles (Kanal I) auf einen 5-Kanal-Spannungsdiskriminator geschickt, der so konstruiert ist, dass zunächst direkt hinter jedem Kanal ein mechanisches Zählwerk betrieben wird, dass aber an jedem Kanal noch ein weiteres Zählwerk angeschlossen ist, das nur registriert bei gleichzeitigem Eintreffen eines Signales vom Koinzidenzverstärker. Auf diese Weise kann das totale, integrale Impulsspektrum aus Kanal I aufgenommen werden, wie auch zugleich das Teilspektrum aus Kanal I, erzeugt durch Impulse, die in Antikoinzidenz zu Impulsen aus Kanal II stehen.

4. Messungen und Ergebnisse.

Über die Energieeichung des Szintillationszählers mit Hilfe von μ-Mesonen der kosmischen Strahlung und über den dafür verwendeten Impulsspektrographen haben wir früher eine Arbeit veröffentlicht [12]).

Mit Hilfe des gleichen Impulsspektrographen mit zehn Diskriminatoren und unter Verwendung des Energiefixpunktes der μ-Mesoneneichung haben wir das integrale Impulsspektrum der ionisierenden Ereignisse in einem zylinderförmigen NaJ—Tl-Kristall von 22 mm Höhe und 37 mm Durchmesser im Energiebereich von 5—300 MeV aufgenommen. Die Messung wurde im Physikalischen Institut Bern (572 m ü. M.) aufgenommen, und das Resultat ist in

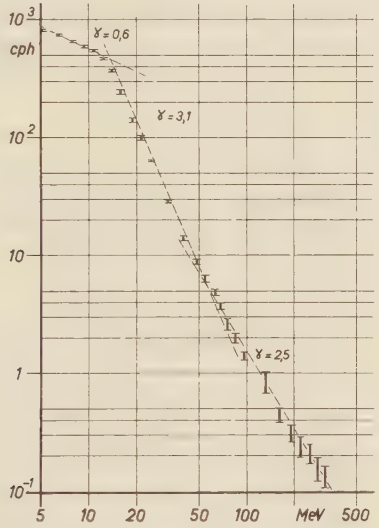

Fig. 2.
Integrales Energiespektrum (23 cm³ NaJ-Tl).

Fig. 2 in doppelt logarithmischer Auftragung dargestellt. Bei den höchsten Energien verwenden wir Messzeiten von fünf Tagen. Das Dach und die Zimmerdecke bilden über dem Zähler eine absorbierende Schicht von schätzungsweise 20 g/cm^{-2}.

Die Kurve in Fig. 2 zeigt drei lineare Bereiche, von denen jeder durch die gleiche Formel dargestellt werden kann:

$$I = \text{const. } E^{-\gamma}$$

I = Intensität	5— 13 MeV	$\gamma = 0{,}6$
E = diskriminierte Energie	13— 50 MeV	$\gamma = 3{,}1$
γ = Exponent	50—300 MeV	$\gamma = 2{,}5$.

Auffallend ist der Knick in der Gegend von 50 MeV, der sich folgendermassen erklären lässt:

Bei den höheren Energien sind die ionisierenden Ereignisse zur Hauptsache Sterne, die innerhalb des Kristalles auftreten, bei klei-

neren Energien liefern geladene Einzelteilchen einen merklichen Beitrag. Ein Proton, das entlang der Diagonale im Kristall zur Ruhe kommt, verliert maximal 90 MeV. Je kleiner die Energie, um so grösser der Beitrag der Einzelspuren. Besonders zahlreich sind μ-Mesonen im Gebiet der Minimum-Ionisation; daher auch das Flacherwerden der Kurve unterhalb der Energie, die ein senkrecht einfallendes Minimumteilchen verliert (11 MeV).

Auch in der Arbeit von Kuhn und Schopper[11]) befindet sich eine ähnliche Kurve mit einem markanten Knick. Die Genannten verwenden aber eine Darstellung $I = A\, e^{-BE}$ und finden einen Knick bei einer viel niedrigeren Energie, was vielleicht auf den höher

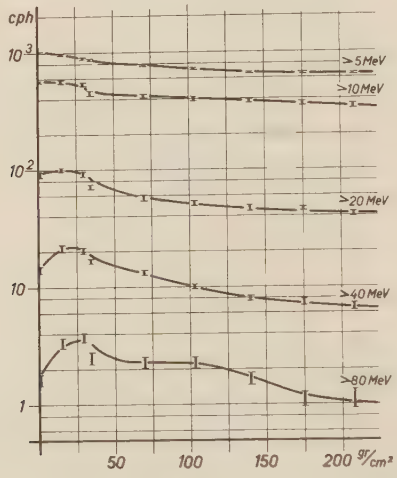

Fig. 3.

Absorption der Gesamtzahl der Ereignisse (I).

gelegenen Standort ihrer Messungen (3000 m ü. M.) zurückgeführt werden kann. Der μ-Mesonenanteil ist in Bergeshöhe gemessen am Nukleonenanteil viel kleiner als auf unserer Höhe.

Mit der oben beschriebenen und in Fig. 1 dargestellten Anordnung, bei welcher auf besonders übersichtliche geometrische Verhältnisse Wert gelegt wurde, sind Absorptionsmessungen durchgeführt worden. Der Verlauf der Gesamtzahl der Ereignisse im Szintillationskristall (I) ist für verschiedene Energiestufen in Fig. 3 dargestellt, derjenige der Häufigkeit neutral ausgelöster Ereignisse im Kristall (I—II) in Fig. 4. Als Abszisse ist die Dicke des Eisenabsorbers in g/cm² aufgetragen. Diese Werte beruhen auf der

Schätzung der mittleren Dichte des Roheisens; es haftet ihnen daher noch eine Ungenauigkeit im Absolutwert von etwa $\pm$ 5% an. Die Impulshäufigkeiten sind als Ordinate in logarithmischem Maßstab aufgetragen worden, damit die bei den verschiedenen Energiestufen gleichzeitig aufgenommenen Stosszahlen auf der gleichen Darstellung übereinander Platz finden. Die aufgetragenen Werte sind Mittelwerte aus zwei Messungen. Jeder Messpunkt hat eine mittlere Messdauer von 48 Stunden, und die vertikalen Striche bei jedem Messpunkt geben die mittlere statistische Schwankung an. Eine Luftdruckkorrektur wurde nicht durchgeführt, da sich der Einfluss des Luftdruckes als nicht sehr gross erwiesen hat und zudem die

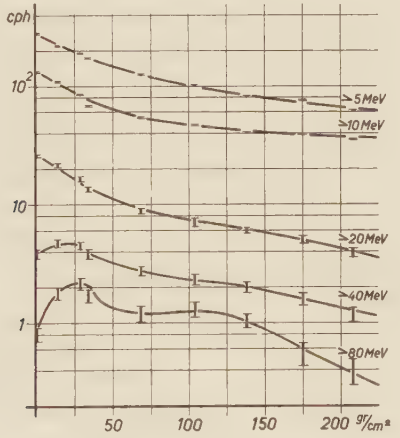

Fig. 4.

Absorption neutral ausgelöster Ereignisse (I – II).

Korrelation bei jeder Energiestufe und jeder Absorbertiefe neu bestimmt werden müsste. Der mittlere Luftdruck während der gesamten Messung beträgt 950,7 mb.

Ein einzelnes Proton verliert in unserem Kristall maximal 90 MeV, und dies nur bei vollständiger Bremsung entlang einer Raumdiagonalen des zylindrischen Kristalles. Wie wir schon bei der Erklärung des Knicks auf Fig. 2 gesagt haben, liefern geladene Einzelteilchen erst unterhalb 50 MeV einen merklichen Beitrag zur Impulszahl in unserem Szintillationszähler. Ereignisse bei 80 MeV sind also Sterne. Diese zeigen überraschenderweise einen Verlauf mit zwei Maxima der Häufigkeit der Ereignisse. Dieser Verlauf deckt sich weitgehend mit dem Resultat der Messungen von Schopper und Mitarbeiter[3]) [3])[11]). Wir finden ein erstes Maximum mit einer Überhöhung von

100% bei 3 cm Eisen und ein zweites flaches bei 15 cm. Bei Roessle und Schopper[3]) liegen bei den Messungen mit dem sogenannten $\cos^2$-Absorber die Maxima bei 4,5 cm und bei 20 cm Eisen. Der Unterschied wird von Roessle erklärt: beim ebenen Absorber von einer bestimmten Dicke durchlaufen die zum grössten Teil schräg einfallenden Teilchen einen grösseren Weg, wodurch das Maximum verschmiert und zu kleineren Absorberdicken verschoben wird. Unsere Messungen zeigen jedenfalls, dass die von Schopper und Mitarbeiter gefundenen Effekte nicht durch die von ihnen verwendete Geometrie hervorgerufen werden.

Eine Erklärung der gefundenen Übergangseffekte ist uns nicht möglich. Schon die Rechnungen von Roessle haben gezeigt, dass es sich nicht um den normalen Effekt bei Änderung der Ordnungszahl handeln kann. Es ist bemerkenswert, dass wir bei geladen ausgelösten Ereignissen einen Übergangseffekt finden. Bei den Kurven $E > 80$ MeV finden wir den gleichen Verlauf für die Gesamtzahl der Ereignisse (Fig. 3) wie für den Verlauf der Zahl der neutral ausgelösten (Fig. 4), wobei die neutral ausgelösten die Hälfte der Gesamtzahl ausmachen. Die Übergangseffekte werden also in gleicher Weise von geladenen und von neutralen Teilchen hervorgerufen, während die Untersuchungen von Roessle und Schopper[9]) an der Photoplatte zeigen konnten, dass Sterne mit einem geladenen Primären von mehr als 500 MeV nicht beteiligt sein können.

Für kleinere Energien werden die Übergangseffekte in ihrer relativen Höhe immer kleiner. Sie werden überdeckt von einem mit kleiner Energie zunehmenden Anteil von Einzelspuren, μ-Mesonen und rückgestreuten Teilchen. Betrachtet man den durch Differenzbildung ermittelten Absorptionsverlauf der geladen ausgelösten Ereignisse kleiner Energie $E > 5$ MeV, so gelangt man für diese Ereignisse zu einer scheinbaren Absorptionslänge in Eisen von 650 g cm^{-2}. Diese ist in Wirklichkeit etwas verfälscht durch Rückstreuung, deutet aber darauf hin, dass es sich bei den Ereignissen im wesentlichen um durchgehende, energiereiche μ-Mesonen handelt.

Bei den neutral ausgelösten Ereignissen kleiner Energie ist der Verlauf der Kurven dadurch gekennzeichnet, dass wir zuerst einen steileren Abfall haben, der allmählich in den für die Nukleonenkomponente charakteristischen exponentiellen Abfall mit der Absorptionslänge der Nukleonenkomponente von 200 g cm^2 in Eisen übergeht. Dieser Effekt kann folgendermassen gedeutet werden: ein bestimmter neutraler Anteil der Nukleonenkomponente der kosmischen Strahlung, der imstande ist, im Szintillationskristall Ereignisse von beispielsweise 10 MeV zu produzieren, wird im Absorber

nach der geometrischen Stosslänge absorbiert. Dieser bestimmte Anteil wird aber gleichzeitig nachgeliefert aus Sternen der energiereicheren Teilchen. Durch die Absorption und gleichzeitige Nachlieferung des betrachteten, neutralen Anteiles entsteht ein Gleichgewichtszustand, bei welchem die Intensität mit der Absorptionslänge, die etwa dem Doppelten der Stosslänge entspricht, abklingt. Die Nachlieferung des betreffenden neutralen Anteiles geschieht aber durch Kernstossprozesse, bei welchen gleichzeitig auch geladene Partikel erzeugt werden, welche die Antikoinzidenzvorrichtung treffen können, und dann das vielleicht gleichzeitig neutral ausgelöste Ereignis im Kristall fälschlicherweise als geladen ausgelöst kennzeichnen. Dieser Mechanismus dürfte nur bei kleinen Absorbertiefen wirksam sein, da die geladenen Teilchen bei dickerem Absorber kleinere Wahrscheinlichkeit haben, den Antikoinzidenzszintillator zu treffen. Auf diese Weise kann erklärt werden, dass die neutral ausgelösten Ereignisse $E > 5$ MeV bei kleinen Absorberdicken nach der Stosslänge (100 g/cm^2) und erst bei grossen Absorberdicken nach der Absorptionslänge der Nukleonenkomponente (200 g/cm^2) abklingen.

Ein ähnlicher Effekt könnte auch für die Erklärung des grossen Anteils geladen ausgelöster Ereignisse am Übergangseffekt herangezogen werden. Leider kann das Auftreten eines solchen Effektes bei einer Szintillationszählermessung mit Antikoinzidenzvorrichtung kaum vermieden werden.

5. Verdankungen.

Vor allem möchte ich Herrn Professor F. G. Houtermans danken, der diese Arbeit angeregt und ermöglicht hat.

Die von Rollschen Eisenwerke haben uns freundlicherweise die Roheisenplatten zur Verfügung gestellt. Für wertvolle Diskussionen bin ich den Herren Prof. Ch. Peyrou, Prof. E. Schopper, Dr. M. Teucher und Dr. E. Lohrmann zu herzlichem Dank verpflichtet. Ferner möchte ich dem Personal der Werkstatt des Physikalischen Institutes in Bern für seine tatkräftige Unterstützung der Arbeit danken.

Literatur.

[1]) B. Rossi, Phys. Zs. **33**, 304 (1932).
[2]) B. Rossi, Rev. Mod. Phys. **20**, 537 (1948).
[3]) W. Heitler, C. F. Powell und H. Heitler, Nature **146**, 65 (1940).
[4]) G. Bernardini, I. Cortini und A. Manfredini, Phys. Rev. **74**, 845 (1948).

[5]) J. J. Lord und M. Schein, Phys. Rev. **75**, 1956 (1949).
[6]) L. Malaspina, M. Merlin, O. Pierucci und A. Rostagni, Nuov. Cim. **7**, 145 (1950).
[7]) M. M. Shapiro, B. Stiller, M. Birnbaum und F. W. O'Dell, Phys. Rev. **83**, 455 (1951).
[8]) E. Schopper, K. H. Höcker und E. Rössle, Zs. Nf. **6a**, 603 (1951).
[9]) E. Roessle und E. Schopper, Zs. Nf. **9a**, 836 (1954).
[10]) R. H. Brown, U. Camerini, P. H. Fowler, H. Heitler, D. T. King und C. F. Powell, Phil. Mag. **40**, 862 (1949).
[11]) G. Kuhn und E. Schopper, Zs. Nf. **9a**, 851 (1954).
[12]) C. Burckhardt, Helv. Phys. Acta **27**, 176 (1954).

LEBENSLAUF.

Am 16. Februar 1927 wurde ich in Zürich geboren. Von 1933 bis 1939 besuchte ich die Primarschule in Küsnacht (ZH), anschliessend das kantonale Gymnasium in Zürich bis zum Abschluss mit der eidgenössischen Matura Typ B im Herbst 1946. Ich immatrikulierte mich an der Eidgenössischen Technischen Hochschule in Zürich (Abteilung IX) und erwarb im Frühjahr 1952 das Diplom als Physiker. Darauf war ich Hilfsassistent am Physikalischen Institut der Universität Bern und gleichzeitig immatrikuliert an der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät.